



Caractérisation thermomecanique en fatigue bibliographie et outils adoptés

Sommaire

2.1 Mesure des termes sources	53
2.1.1 Équation de la chaleur	53
2.1.2 Simplification de l'équation de la chaleur et champ de température	57
2.1.3 Obtention des termes sources sur un état stationnaire	59
2.1.4 Obtention des termes sources sur un état transitoire	62
2.2 Caractérisation rapide des propriétés en fatigue	65
2.2.1 Historique	65
2.2.2 Méthodes de caractérisation des propriétés en fatigue	66
2.2.3 Extension à l'analyse de champs de dissipation	74
2.3 Choix d'outils et questions abordées	75

Ce chapitre est consacré à la mise en place des outils pour l'analyse des mesures thermiques et leur utilisation pour caractériser les propriétés en fatigue. L'équation de la chaleur et les approches adoptées pour sa résolution seront tout d'abord présentées. Puis, les travaux existants sur la caractérisation des propriétés en fatigue à partir de mesures thermiques pour divers matériaux seront introduits. Finalement, la façon d'utiliser ces outils dans le cadre de ces travaux de thèse sera illustrée.

2.1 Mesure des termes sources

2.1.1 Équation de la chaleur

Pour pouvoir comprendre l'origine des variations thermiques lors d'un essai mécanique il est indispensable de résoudre l'équation de la chaleur. Celle-ci permet de relier la variation de température lors d'un essai mécanique à des quantités plus intrinsèques du matériau. Celles-ci sont appelées termes sources. Cette section est consacrée, tout d'abord, à la présentation du cadre thermodynamique (à partir de la mécanique des milieux continus) permettant la mise en place de l'équation. Ensuite, les caractéristiques et les hypothèses adoptées pour sa résolution seront présentées. Finalement, deux méthodes de résolution seront décrites.

Cadre thermodynamique

Le cadre thermodynamique utilisé est celui présenté dans les travaux de Lemaitre et Chaboche [69]. L'état thermodynamique d'un élément volumique est défini pour chaque instant t par la connaissance des valeurs d'un certain nombre de variables, appelées variables d'état, lesquelles ne dépendent que du point considéré. Toute évolution du système peut être considérée comme une succession d'états d'équilibre. Les variables d'état utilisées classiquement dans le cadre de la mécanique des milieux continus sont :

- T , la température ;
- $\underline{\underline{\varepsilon}}$, le tenseur des déformations totales (somme des tenseurs des déformations réversibles et irréversibles) ;
- V_k , ensemble des variables internes, lesquelles sont choisies conformément aux mécanismes physiques supposés dans le matériau considéré pour compléter la description de l'état thermodynamique.

Ces variables permettent de décrire un système thermodynamique uniquement lorsque la conservation de l'énergie (1^{er} principe de la thermodynamique) et l'inégalité de Clausius-Duhem (2^{ème} principe de la thermodynamique) sont respectées à chaque instant. Il faut donc présenter ces deux principes pour pouvoir déduire l'équation de la chaleur. Il faut remarquer que, dans le cadre de cette thèse, nous ne considérons que le cas des **petites perturbations**.

1^{er} principe de la thermodynamique

Le premier principe s'écrit :

$$\frac{d}{dt}(E + K) = P_{ext} + Q \quad (2.1)$$

où E est l'énergie interne, K est l'énergie cinétique, P_{ext} est la puissance des efforts extérieurs et Q est le taux de chaleur reçue.

Le théorème de l'énergie cinétique postule que :

$$\frac{d}{dt}(K) = P_{ext} + P_{int} \quad (2.2)$$

où P_{int} est la puissance des efforts intérieurs. Donc, à partir des équations 2.1 et 2.2 nous pouvons déduire que :

$$\frac{d}{dt}(E) = Q - P_{int} \quad (2.3)$$

Si nous considérons un domaine Ω de volume V et de frontière $\partial\Omega$, nous pouvons écrire que :

$$\frac{d}{dt}(E) = \frac{d}{dt} \left(\int_{\Omega} \rho e dV \right), \quad (2.4)$$

$$Q = \int_{\Omega} r dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS \text{ et} \quad (2.5)$$

$$P_{int} = - \int_{\Omega} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} dV. \quad (2.6)$$

Où ρ est la masse volumique, e est l'énergie interne spécifique, r est la densité volumique du taux de chaleur reçu par le domaine Ω de la part des sources extérieures, \vec{q} est le vecteur courant de chaleur et $\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur de contraintes. A partir des equations 2.3, 2.4, 2.5 et 2.6 nous pouvons déduire la forme locale de la conservation de l'énergie :

$$\rho \dot{e} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} + r - \text{div}(\vec{q}). \quad (2.7)$$

Cette forme locale sera utilisée pour mettre en place l'équation de la chaleur.

2^{ème} principe de la thermodynamique

Soit S , l'entropie massique, qui exprime une variation d'énergie associée à une variation de température. A l'équilibre d'un système, le taux de production d'entropie massique externe s'écrit :

$$S_e = \frac{Q}{T} = \int_{\Omega} \left(\frac{r}{T} - \text{div} \left(\frac{\vec{q}}{T} \right) \right) d\Omega. \quad (2.8)$$

Quand le système n'est plus à l'équilibre, l'entropie massique s'écrit :

$$\dot{S} = \int_{\Omega} \rho \dot{s} d\Omega = \dot{S}_e + \dot{S}_i. \quad (2.9)$$

Avec \dot{S}_i le taux de production d'entropie massique interne.

Le deuxième principe de la thermodynamique postule que $\dot{S}_i \geq 0$, donc, à partir des équations 2.8 et 2.9, nous pouvons écrire :

$$\rho \dot{s} \geq \frac{r}{T} - \text{div} \left(\frac{\vec{q}}{T} \right). \quad (2.10)$$

L'équation 2.10 combinée avec le premier principe (équation 2.7), nous permet d'écrire :

$$\rho (T\dot{s} - \dot{e}) + \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0. \quad (2.11)$$

L'inégalité de Clausius-Duhem peut alors être obtenue en introduisant l'énergie libre massique (potentiel d'Helmholtz) définie par $\Psi = e - Ts$, de façon que :

$$\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\epsilon}}} - \rho (\dot{\Psi} + s\dot{T}) - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0. \quad (2.12)$$

L'énergie libre $\Psi = \Psi(\underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}, T, V_k)$ dépend des variables d'état, donc :

$$\dot{\Psi} = \frac{\partial \Psi}{\partial \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} + \frac{\partial \Psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \Psi}{\partial V_k} \circ \dot{V}_k, \quad (2.13)$$

où l'opérateur \circ représente la contraction sur le nombre adéquat d'indices en vue de l'obtention d'un scalaire (selon l'ordre tensoriel de la variable interne considérée). Il faut remarquer que dans l'approche présentée dans cette thèse, les composantes anélastiques ou non recouvrables de la déformation totale (associées à des phénomènes de plasticité, de viscosité, d'endommagement, etc) sont considérées comme des variables internes. L'inégalité de Clausius-Duhem devient alors :

$$\left(\underline{\underline{\sigma}} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} \right) : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \rho \left(s + \frac{\partial \Psi}{\partial T} \right) \dot{T} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial V_k} \circ \dot{V}_k - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{grad}(T)}{T} \geq 0. \quad (2.14)$$

Cette inégalité est vraie pour tout trajet réel. Nous pouvons alors déduire les lois d'état suivantes :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}}, \quad (2.15)$$

$$s = - \frac{\partial \Psi}{\partial T}. \quad (2.16)$$

Finalement, si nous supposons le découplage entre la dissipation intrinsèque Δ_{int} (liée aux processus mécaniques irréversibles) et la dissipation thermique Δ_{th} (liée aux échanges thermiques par conduction, convection ou radiation) nous pouvons écrire :

$$\Delta_{int} = A_k \circ \dot{V}_k \geq 0 \text{ et} \quad (2.17)$$

$$\Delta_{th} = - \frac{\vec{q} \cdot \overrightarrow{grad}(T)}{T} \geq 0. \quad (2.18)$$

Où $A_k = -\rho \frac{\partial \Psi}{\partial V_k}$ représente la force thermodynamique associée à la variable interne V_k .

Équation de la chaleur

L'équation de la chaleur se déduit de l'expression locale de la conservation de l'énergie (équation 2.7) en l'écrivant en fonction de l'énergie libre massique $\Psi = e - Ts$, telle que :

$$\rho \dot{\Psi} + \rho T \dot{s} + \rho \dot{T} s = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} + r - div(\vec{q}). \quad (2.19)$$

Le terme $\rho T \dot{s}$ se déduit de la loi d'état (équation 2.16) :

$$\rho T \dot{s} = -\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial T} \dot{T} - \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial V_k \partial T} \circ \dot{V}_k. \quad (2.20)$$

Alors, à partir des equations 2.13, 2.19 et 2.20 nous pouvons obtenir l'équation de la chaleur sous la forme suivante :

- Pertes par conduction ●
- Taux d'absorption de la chaleur ●

$$\rho C \dot{T} + \text{div}(\vec{q}) = \Delta_{int} + r + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \underline{\underline{\varepsilon}}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial V_k} \circ \dot{V}_k \quad (2.21)$$

- Dissipation intrinsèque ●
- Source volumique de chaleur à distance ●
- Couplage thermoélastique ●
- Couplages thermomomécánicos (variables internes) ●

FIGURE 2.1 – Équation de la chaleur.

Où $C = -T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial T}$ est la chaleur spécifique. L'équation 2.21 relie donc le taux d'absorption (ou de désorption) de la chaleur aux pertes par conduction, par échange avec l'extérieur et aux termes sources. Ces derniers sont divisés en trois contributions : celle due à la dissipation intrinsèque, celle due aux sources volumiques de chaleur à distance et celle due aux couplages thermomécaniques.

2.1.2 Simplification de l'équation de la chaleur et champ de température

Nous souhaitons obtenir la contribution due à la dissipation intrinsèque à partir des variations de température lors d'essais d'auto-échauffement. Un essai d'auto-échauffement consiste à appliquer une séquence de blocs de chargements cycliques à une éprouvette ou structure et à observer l'évolution de la température de l'échantillon durant chaque bloc de chargement. Dans le cadre de ces essais, des hypothèses simplificatrices peuvent être réalisées [55] [32] :

- C et ρ sont indépendantes de la température ;
- la convection interne est négligeable (i.e., $\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t}$) ;
- la source volumique de chaleur à distance r est indépendante du temps ;
- le seul terme de couplage non négligé est le couplage thermoélastique $\left(\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} \right)$.

Ces hypothèses reposent, entre autres, sur le fait que les variations de température lors des essais d'auto-échauffement sont suffisamment faibles. L'ordre de variation de la température change selon la méthode adoptée pour l'obtention de la dissipation intrinsèque. Ces ordres de variation seront précisés par la suite.

Si nous utilisons de plus la variation de la température $\theta = T - T_0$, où T_0 est la température ambiante, et en considérant la loi de Fourier $\left(\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T = -\vec{q} \right)$, l'équation de la chaleur peut être ré-écrite comme suit :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda \Delta \theta = \Delta_{int} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} \quad (2.22)$$

Où Δ est l'opérateur laplacien et λ est la conductivité thermique. Il faut remarquer que dans l'approche présentée, nous supposons le tenseur de conductivité thermique $\underline{\underline{\lambda}}$ comme isotrope, donc $\underline{\underline{\lambda}} = \lambda \underline{\underline{1}}$.

Dans le cadre de cette thèse, les mesures thermiques seront réalisées avec une caméra infrarouge. Le principe de fonctionnement d'un tel instrument sera présenté dans le chapitre 3. Une caméra infrarouge donne accès aux champs de température surfaciques. Différentes hypothèses peuvent être effectuées sur l'homogénéité du champ de température. Nous parlons alors d'approche 0D, 1D ou 2D (cf. Fig.2.2) :

- l'approche 0D considère uniquement la température moyennée dans le volume étudié (le champ de température est une fonction qui ne dépend que du temps), l'ensemble des pertes sont dues aux échanges avec l'extérieur. Par exemple, lors d'un essai de fatigue de traction uniaxiale sur une éprouvette, les échanges peuvent être décomposés en deux contributions. La première correspond aux pertes par les mors de la machine d'essai. La deuxième concerne les pertes sur la surface latérale par échange avec le milieu ambiant ;
- l'approche 1D considère la température moyennée sur la section de l'échantillon (le champ de température est une fonction d'une dimension spatiale et du temps). Des pertes par conduction au sein de la matière sont alors prises en compte suivant l'axe x , en plus des pertes sur les faces latérales par échange avec le milieu ambiant suivant y et z ;
- l'approche 2D considère la température moyennée suivant l'épaisseur (direction z sur la figure 2.2). Le champ de température est une fonction de deux dimensions spatiales et du temps. Les pertes s'effectuent par conduction suivant x et y au sein de la matière et par échange avec le milieu ambiant sur les faces latérales suivant z .

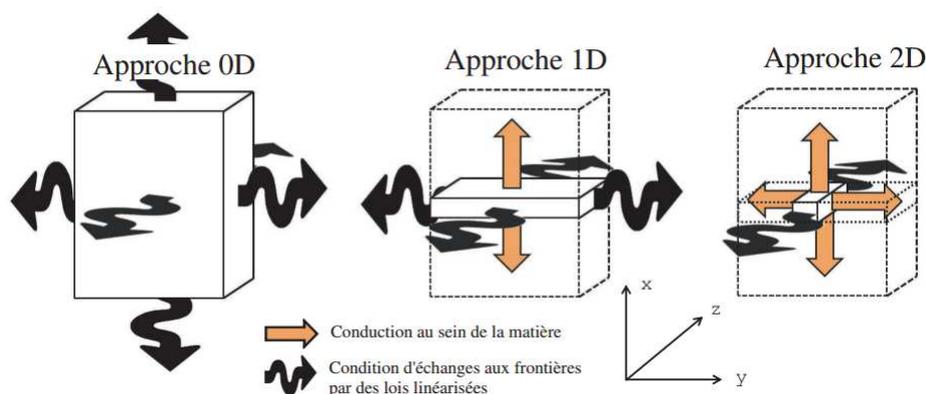


FIGURE 2.2 – Différences entre les conditions aux limites du problème thermique en fonction de l'approche considérée. Image tirée de Munier [89].

Deux méthodes pour l'obtention des termes sources seront présentées, pour chacune d'entre elles les approches considérées (0D,1D et 2D) seront aussi détaillées.

2.1.3 Obtention des termes sources sur un état stationnaire

Cas 0D

Cette première méthode est largement utilisée dans le cadre des essais d'auto-échauffement sur les matériaux métalliques, par exemple, dans les travaux de Doudard [32], Munier [89], Boulanger *et al.* [18], etc. La méthode est aussi utilisée dans le cadre des essais d'auto-échauffement sur les matériaux élastomères, par exemple dans les travaux de Le Saux [68] et aussi pour les thermoplastiques renforcées de fibre de verre courtes, par exemple dans les travaux de Jegou [55].

Nous considérons une éprouvette à section utile parallélépipédique soumise à des sollicitations cycliques uniaxiales, telle qu'illustrée dans la figure 2.3a (le chargement est dans la direction x). Nous pouvons adopter les conditions aux limites thermiques appelées conditions de Fourier, c'est-à-dire :

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \pm h_2 \theta_{0d} \text{ si } \vec{n} = \pm \vec{e}_x \text{ et} \quad (2.23)$$

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \pm h_1 \theta_{0d} \text{ si } \vec{n} = \pm \vec{e}_y \text{ ou } \vec{n} = \pm \vec{e}_z. \quad (2.24)$$

Où \vec{e}_x , \vec{e}_y et \vec{e}_z sont les vecteurs unitaires dans les directions x , y et z respectivement. h_1 est le coefficient de convection thermique entre l'éprouvette et les mors de la machine et h_2 est le coefficient de convection thermique entre l'éprouvette et l'air. θ_{0d} est la variation de température **moyennée dans le volume** ($\theta_{0d} = \frac{1}{V} \int_V \theta dV$). Puisque c'est θ_{0d} qui est prise en compte, l'ensemble de l'équation de la chaleur doit être moyennée par rapport au volume comme suit :

$$\frac{1}{V} \int_V \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} dV - \frac{1}{V} \int_V \lambda \Delta \theta dV = \frac{1}{V} \int_V \Delta_{int} dV + \frac{1}{V} \int_V \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} dV \quad (2.25)$$

où :

$$\frac{1}{V} \int_V \lambda \Delta \theta dV = \frac{1}{V} \int_V \text{div}(\vec{q}) dV = \frac{1}{V} \int_{\partial \Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS = \frac{1}{V} (2ebh_2 \theta_{0d} + 2leh_1 \theta_{0d} + 2blh_1 \theta_{0d})$$

$$\frac{1}{V} \int_V \Delta_{int} dV = \Delta_{int}^{0d} \text{ et } \frac{1}{V} \int_V \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} dV = S_{the}^{0d}.$$

Donc, l'équation de la chaleur peut être réécrite :

$$\dot{\theta}_{0d} + \frac{\theta_{0d}}{\tau_{eq}} = \frac{\Delta_{int}^{0d}}{\rho C} + \frac{S_{the}^{0d}}{\rho C} \quad (2.26)$$

Où $\tau_{eq} = \rho C \left(\frac{2h_2}{l} + \frac{2(e+b)h_1}{eb} \right)^{-1}$ est le temps caractéristique thermique.

Les chargements cycliques considérés sont des sinusoïdes, la fréquence de sollicitation est notée f . Si nous considérons que le couplage thermoélastique est compensé sur un cycle de chargement, l'équation 2.26 devient :

$$\dot{\tilde{\theta}}_{0d} + \frac{\tilde{\theta}_{0d}}{\tau_{eq}} = \frac{\tilde{\Delta}}{\rho C} \quad (2.27)$$

où $\tilde{\theta}_{0d}$ et $\tilde{\Delta}$ sont respectivement la variation de température et la dissipation intrinsèque moyennées dans le volume et moyennées pour chaque cycle de chargement, ainsi :

$$\tilde{\theta}_{0d} = \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} \theta_{0d} dt \quad \text{et}$$

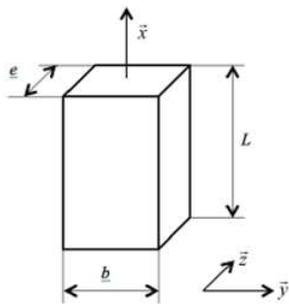
$$\tilde{\Delta} = \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} \Delta_{int}^{0d} dt.$$

Où T_c est la période du chargement sinusoïdal.

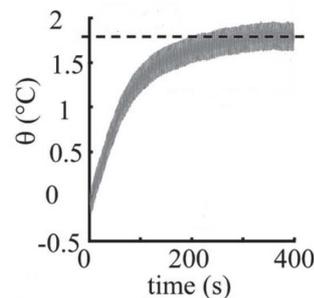
Finalement, si nous supposons que $\tilde{\Delta}$ est constante sur chaque cycle de chargement, l'équation 2.27 devient :

$$\dot{\tilde{\theta}}_{0d} + \frac{\tilde{\theta}_{0d}}{\tau_{eq}} = \frac{f\Delta^*}{\rho C}. \quad (2.28)$$

Où Δ^* est la dissipation intrinsèque produite à chaque cycle de chargement, cette variable sera appelée par la suite **énergie dissipée par cycle**.



(a) Schéma du volume utile de l'éprouvette.



(b) Allure de la variation de température lors d'un chargement cyclique sur une éprouvette en acier. Image tirée de Boulanger *et al.* [18]

FIGURE 2.3 – Approche 0D sur un état stationnaire.

Notons que l'équation 2.28 est une équation différentielle linéaire, si nous supposons que $\tilde{\theta}_{0d} = 0$

à $t = 0$, la solution de l'équation est :

$$\tilde{\theta}_{0d} = \frac{f\Delta^* \tau_{eq}}{\rho C} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eq}}\right) \right). \quad (2.29)$$

Lorsque $t \gg \tau_{eq}$, $\tilde{\theta}_{0d}$ arrive à une valeur constante dans le temps, notée $\bar{\theta}_{sta}$. L'énergie dissipée par cycle peut être calculée en fonction de $\bar{\theta}_{sta}$ comme suit :

$$\Delta^* = \frac{\rho C \bar{\theta}_{sta}}{f \tau_{eq}}. \quad (2.30)$$

La figure 2.3b montre l'allure de la variation de température lors d'un chargement cyclique sur une éprouvette en acier, la ligne pointillée correspond à $\bar{\theta}_{sta}$, la partie oscillatoire de la courbe est associée au couplage thermoélastique, c'est pourquoi il faut prendre la valeur moyenne du régime stationnaire de la courbe. $\bar{\theta}_{sta}$ provient d'une mesure surfacique, mais lorsque le système est stationnaire celle-ci est représentative du volume étudié. Dans la pratique il est difficile d'évaluer τ_{eq} à partir des coefficients de convection thermique, il est préférable d'utiliser la cinétique de refroidissement, c'est-à-dire, que si nous arrêtons un essai cyclique étant déjà arrivé au comportement stationnaire nous pouvons dire que $\tilde{\theta}_{0d} = \bar{\theta}_{sta}$ à $t = 0$ et que $\Delta^* = 0$. Donc, la solution à l'équation différentielle 2.28 est :

$$\tilde{\theta}_{0d} = \bar{\theta}_{sta} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{eq}}\right). \quad (2.31)$$

Cette dernière équation permet d'identifier τ_{eq} sur la courbe de retour à l'équilibre thermique.

Cas 1D et 2D

Dans l'approche 1D, la température est moyennée uniquement dans la section de l'éprouvette, donc le volume est considéré comme une succession de tranches. Si nous reprenons l'exemple de la figure 2.3a (chargement cyclique dans la direction x), nous pouvons considérer des tranches de volume $V = bedx$. Il faut donc intégrer l'équation de la chaleur sur ce volume :

$$\frac{1}{bedx} \int_V \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} dV - \frac{1}{bedx} \int_V \lambda \Delta \theta dV = \frac{1}{bedx} \int_V \Delta_{int} dV + \frac{1}{bedx} \int_V \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\varepsilon} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} dV. \quad (2.32)$$

Les conditions aux limites thermiques du volume considéré sont la conduction dans la direction x et les pertes latérales (convection entre l'éprouvette et l'air). Alors, nous pouvons calculer l'ensemble des pertes comme suit :

$$\frac{1}{bedx} \int_V \lambda \Delta \theta dV = \frac{1}{bedx} \int_V \text{div}(\vec{q}) dV = \frac{1}{bedx} \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} dS = -\lambda \frac{\partial^2 \theta_{1d}}{\partial x^2} + 2h_1 \frac{e+b}{eb} \theta_{1d}. \quad (2.33)$$

Où, θ_{1d} est la température **moyennée dans la section de l'éprouvette**, c'est-à-dire :

$$\theta_{1d} = \frac{1}{S} \int_S \theta dS,$$

avec S la section de l'éprouvette. Nous pouvons donc écrire l'équation de la chaleur 1D :

$$\dot{\theta}_{1d} - \frac{\lambda}{\rho C} \frac{\partial^2 \theta_{1d}}{\partial x^2} + \frac{\theta_{1d}}{\tau_{eq}^{1d}} = \frac{\Delta_{int}^{1d}}{\rho C} + \frac{S_{the}^{1d}}{\rho C}. \quad (2.34)$$

Où,

$$\frac{1}{S} \int_S \Delta_{int} dS = \Delta_{int}^{1d}, \quad \frac{1}{S} \int_S \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} dS = S_{the}^{1d} \quad \text{et} \quad \tau_{eq}^{1d} = \rho C \left(\frac{eb}{2(e+b)h_1} \right).$$

L'approche 2D suit le même principe que l'approche 1D, la seule différence est que l'élément de volume considéré est $V = edxdy$. Il faut donc considérer la conduction dans la direction y et θ est moyennée uniquement dans la direction z . L'équation de la chaleur 2D s'écrit alors :

$$\dot{\theta}_{2d} - \frac{\lambda}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \theta_{2d}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_{2d}}{\partial y^2} \right) + \frac{\theta_{2d}}{\tau_{eq}^{2d}} = \frac{\Delta_{int}^{2d}}{\rho C} + \frac{S_{the}^{2d}}{\rho C}. \quad (2.35)$$

Où,

$$\frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \theta dz = \theta_{2d}, \quad \frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \Delta_{int} dz = \Delta_{int}^{2d}, \quad \frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} dz = S_{the}^{2d} \quad \text{et} \quad \tau_{eq}^{2d} = \frac{\rho C}{2h_1}.$$

Les approches 1D et 2D sont également utilisées pour remonter au terme source associée à la dissipation intrinsèque, par exemple, dans les travaux de Maquin *et al.* [78], Boulanger *et al.* [18], Connesson *et al.* [28], Berthel *et al.* [16] et Florin *et al.* [42] pour le cas des matériaux métalliques. L'approche 2D est utilisée dans le cadre des thermoplastiques dans les travaux de Benaarbia *et al.* [11]. Dans ces travaux de thèse les approches 1D et 2D ne seront pas utilisées dans le cadre d'une analyse sur un état stationnaire.

2.1.4 Obtention des termes sources sur un état transitoire

Une autre possibilité pour obtenir les termes sources à partir de l'évolution de la température lors de chargements cycliques consiste à se baser sur la mesure de la vitesse initiale de la variation de température. En effet, si celle-ci peut être mesurée sur un temps très court par rapport au temps caractéristique thermique et si la conductivité du matériau est suffisamment faible, les pertes associées à la conduction et à la diffusion thermique peuvent être négligées. C'est-à-dire, le terme $\lambda \Delta \theta$.

Cas 0D

Si nous reprenons l'exemple de la figure 2.3a et nous supposons que la camera infrarouge mesure le champ de température sur une des faces parallèles au plan (x, y) . Nous pouvons réécrire l'équation 2.22 comme suit :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} \Big|_{t \rightarrow t_0} = \Delta_{int} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}} \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}. \quad (2.36)$$

où $t \rightarrow t_0$ veut dire que le temps d'analyse considéré est très proche de l'instant de début du chargement cyclique, noté t_0 . Comme pour le cas de l'approche 0D sur un état stationnaire, les chargements cycliques considérés sont sinusoïdaux (fréquence f et période T_c) et nous supposons que le couplage thermoélastique est compensé sur un cycle de chargement. L'équation 2.36 devient alors :

$$\rho C \dot{\tilde{\theta}}_0 = \tilde{\Delta}. \quad (2.37)$$

Où $\tilde{\theta}_0$ et $\tilde{\Delta}$ sont la variation de température et la dissipation intrinsèque moyennées sur la face mesurée par la caméra, moyennées sur chaque cycle de chargement, telles que :

$$\tilde{\theta}_0 = \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} \theta_{xy} dt \quad \text{et} \quad \tilde{\Delta} = \frac{1}{T_c} \int_t^{t+T_c} \Delta_{int}^{xy} dt,$$

avec θ_{xy} et Δ^{xy} la variation de température et la dissipation intrinsèque moyennées sur la face mesurée par la caméra. Si nous supposons que $\tilde{\Delta}$ est constante pour chaque cycle de chargement, l'équation 2.37 devient :

$$\rho C \dot{\tilde{\theta}}_0 = f \Delta^*. \quad (2.38)$$

Où Δ^* est la dissipation intrinsèque produite à chaque cycle de chargement, appelée énergie dissipée par cycle (sur la surface considérée) et $\dot{\tilde{\theta}}_0$ est la vitesse initiale de variation de température calculée pour des instants auxquels l'éprouvette est dans la même configuration mécanique. Trois remarques importantes doivent être faites par rapport à cette approche :

- comme l'analyse considérée utilise la variation de température moyennée sur chaque cycle de chargement ($\tilde{\theta}_0$), le temps d'analyse minimum est égal à la période du chargement, c'est-à-dire, la variation de température moyennée sur un seul cycle de chargement. Il faut donc que la période du chargement soit suffisamment courte par rapport au temps caractéristique thermique ;
- les mesures thermiques sont réalisées en surface pour un état presque adiabatique. La notion de volume de la mesure réalisée (ou bien la distance de pénétration) est donc donnée uniquement par la distance caractéristique de la conduction ayant lieu pendant le temps d'analyse considéré. Cette distance peut être évaluée à partir des paramètres physiques du matériau (masse volumique, chaleur spécifique et conductivité thermique) et du temps d'analyse ;
- au regard de la notion de volume, l'approche 0D sur un état stationnaire est en général différente de celle sur un état transitoire. Mais, si l'énergie dissipée moyenne par cycle en surface est représentative de celle moyenne dans le volume, les deux analyses seront équivalentes.

La figure 2.4 montre un exemple du calcul de l'énergie dissipée par cycle selon l'approche 0D sur un état transitoire. Nous pouvons observer que la variation de température est calculée pour des

instants auxquels l'éprouvette est dans la même configuration mécanique (premier et deuxième pics). Le matériau de cet exemple est un élastomère.

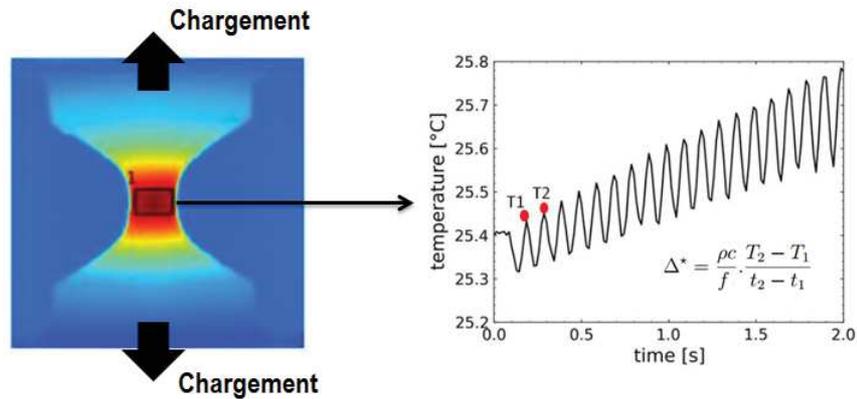


FIGURE 2.4 – Exemple de l’approche 0D sur un état transitoire (éprouvette diabolo en élastomère). Image tirée de Masquelier [82].

Cas 2D

L’approche 2D est une extension de l’approche 0D, la seule différence porte sur le fait que l’on mesure le champ surfacique de vitesse initiale de variation de température au lieu de mesurer la vitesse initiale de variation de la température moyennée sur une surface. Cette approche est particulièrement intéressante dans le cas où le terme source est hétérogène sur la surface considérée. La résolution spatiale du champ évoqué sera fixée par les paramètres physiques du matériau et le temps d’analyse considéré. La figure 2.5 montre l’évolution du champ d’énergie dissipée obtenu sur une éprouvette entaillée, le matériau est un PA66GF35.

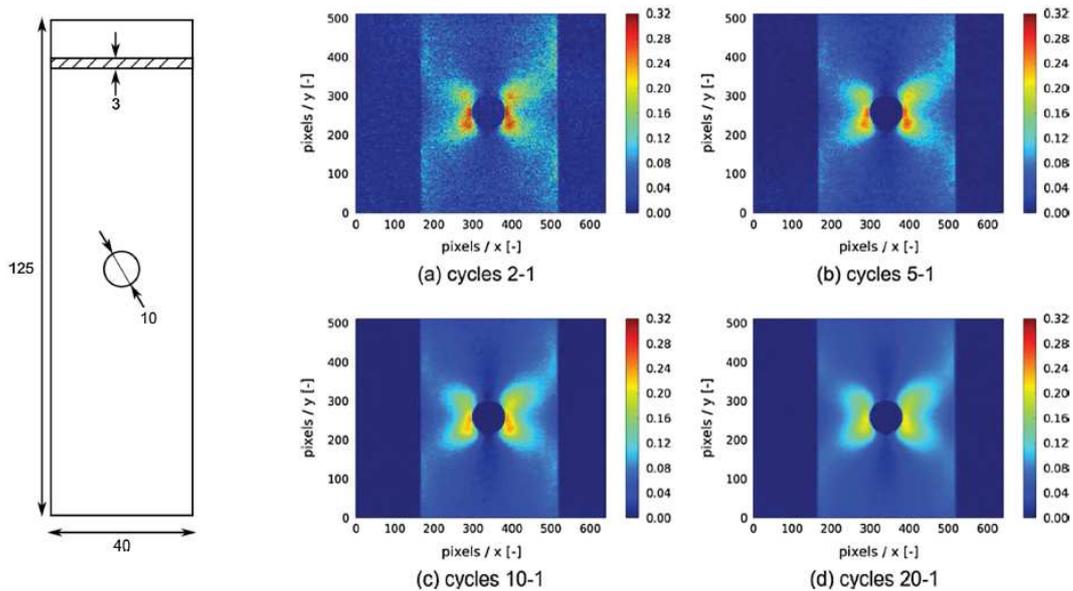


FIGURE 2.5 – Exemple du champ d’énergie dissipée par cycle obtenu pour des différents temps d’analyse (la fréquence de chargement est de 1Hz), dimensions en mm et énergie dissipée par cycle en Mj/m^3 . Image tirée de Marco *et al.* [80].

Dans le cas présenté, le champ de vitesse initiale de variation de température est évalué à partir des images correspondant à deux configurations mécaniques similaires (pour deux cycles de chargement). Le temps d'analyse sera donc le temps entre les deux cycles considérés, pour le cas présenté, la fréquence est de 1Hz, les temps d'analyse sont donc respectivement de 1s, 4s, 9s et 19s. Le temps caractéristique thermique est de l'ordre de 70s et la distance associée à la conduction est d'environ 1.5mm pour un temps d'analyse de 19s. Nous pouvons observer que l'intensité du gradient de dissipation semble diminuer si le temps d'analyse augmente du fait de la conduction.

Les quelques travaux qui utilisent cette approche sur les thermoplastiques renforcées de fibres de verre courtes et sur les élastomères sont : Marco *et al.* [80], Jegou [55] et Masquelier [82].

2.2 Caractérisation rapide des propriétés en fatigue

Cette section est consacrée à la présentation des travaux existants sur la caractérisation des propriétés en fatigue à partir d'essais d'auto-échauffement.

2.2.1 Historique

Depuis son apparition en tant que domaine d'étude, la fatigue des matériaux présente un problème majeur, l'obtention des courbes de Wöhler de façon rapide. La caractérisation des propriétés en fatigue à partir des essais d'auto-échauffement a permis d'aborder ce problème pour plusieurs familles de matériaux. Dans les meilleurs des cas, les courbes de Wöhler déterministes peuvent être obtenues en moins d'une journée d'essais. La figure 2.6 proposée par Munier [89] montre de façon schématique l'histoire des essais d'auto-échauffement comme outil de caractérisation de la durée de vie en fatigue.

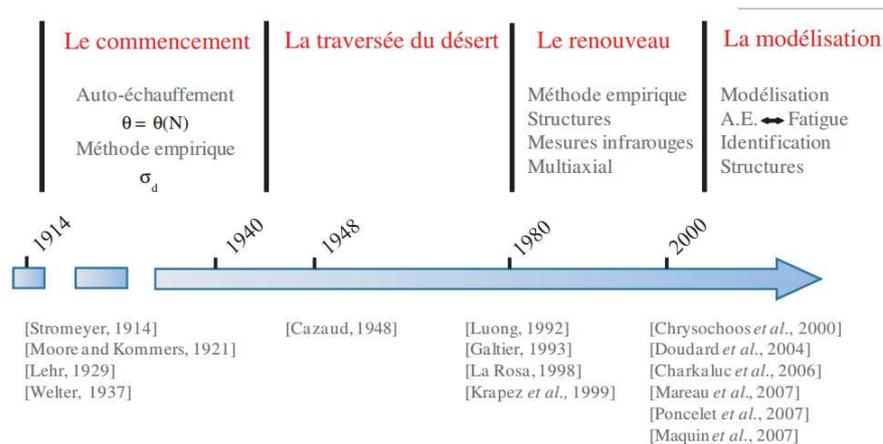


FIGURE 2.6 – Historique des essais d'auto-échauffement comme outil de caractérisation de la durée de vie en fatigue. Image tirée de Munier [89].

L'auteur propose de diviser en 4 périodes l'histoire de cette thématique :

- **le commencement** (1914-1937) : lors de l'exposition universelle de Paris en 1867 les premiers travaux de Wöhler [110] ont été présentés. Se pose alors le problème de la façon

d'identifier les courbes de fatigue dans des durées acceptables. Les premières méthodes apparaissent avec les travaux de Stromeyer [105], où une évaluation de la limite d'endurance est réalisée empiriquement à partir de mesures thermiques ;

- **la traversée du désert** (1937-1980) : période sans publications scientifiques sur le sujet ;
- **le renouveau** (1980-2000) : de nouvelles études sont publiées principalement sur les matériaux métalliques apparaissent, par exemple, Luong [73], Luong [74], La Rosa et Risitano [62] et Liaw *et al.* [70]. Pendant cette période de nouvelles questions se posent comme par exemple l'influence de la contrainte moyenne vis-à-vis de la méthode. Cette période coïncide avec l'apparition des mesures infrarouges ;
- **la modélisation** (depuis 2000) : une nouvelle tendance scientifique cherchant à modéliser les phénomènes responsables de l'auto-échauffement apparaît (pour les matériaux métalliques). Citons quelques publications : Chrysochoos et Louche [26], Doudard [32], Mareau [81] et Poncelet [95].

Dans la section suivante seront montrés quelques travaux récents sur la façon de caractériser les propriétés en fatigue à partir d'essais d'auto-échauffement pour différentes familles de matériaux.

2.2.2 Méthodes de caractérisation des propriétés en fatigue

Approche empirique

Le premier exemple présenté ici sur la méthode empirique est celui de Doudard *et al.* [33]. La méthode a été développée dans le cadre des matériaux métalliques. Elle consiste à faire un essai d'auto-échauffement où chaque bloc de chargement est mené jusqu'à la stabilisation de la variation de la température, tel que montré sur les figures 2.7a et 2.7b. La variation de température stabilisée dépend de la fréquence de chargement et du niveau de chargement considérés. La variation de température stabilisée est ensuite tracée en fonction du chargement (pour une fréquence de chargement constante), tel que montré sur la figure 2.7c. Il est observé qu'à partir d'un certain niveau de chargement, une augmentation brutale de la variation de température stabilisée a lieu. Cette augmentation est associée à l'activation du mécanisme qui pilote la fatigue du matériau, c'est-à-dire, la microplasticité dans le cadre des matériaux métalliques. Pour détecter le seuil d'activation de ce mécanisme, l'auteur propose de tracer une droite avec les points ayant une variation de température importante et d'évaluer l'intersection de cette droite avec l'axe du chargement, tel qu'illustré sur la figure 2.7c. Cette valeur de chargement est associée à la limite d'endurance du matériau. La précision de cette limite d'endurance estimée est évaluée sur une courbe de Wöhler identifiée classiquement, tel que montré sur la figure 2.7d. Cette méthode permet de caractériser la limite d'endurance du matériau en moins d'une journée d'essais.

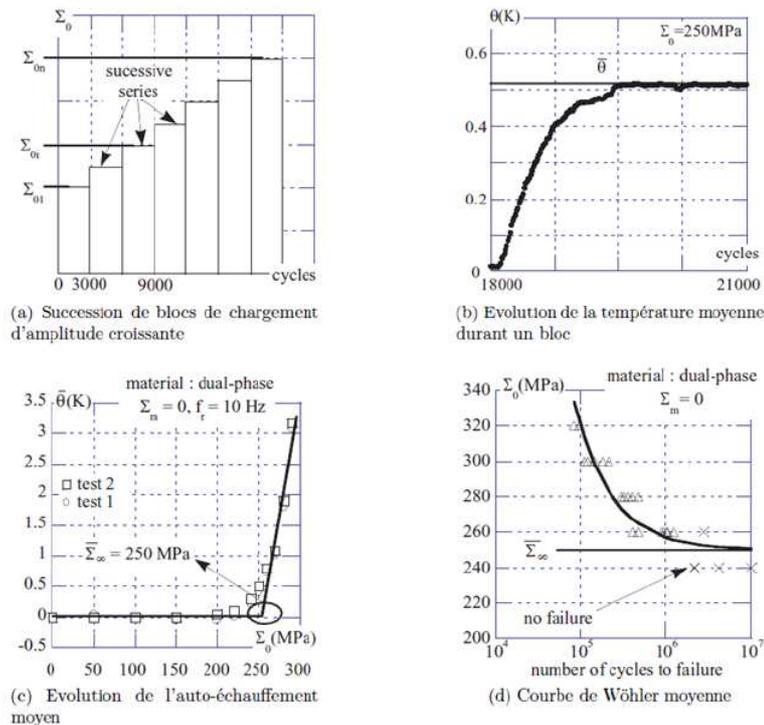


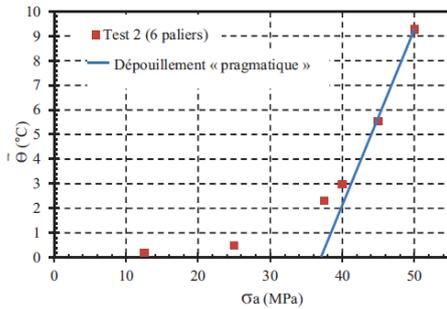
FIGURE 2.7 – Identification empirique de la limite d'endurance sur un acier. Image tirée de Doudard *et al.* [33].

Dans le cadre des thermoplastiques, Berrehili *et al.* [15] ont essayé d'appliquer la méthode de caractérisation empirique pour un polypropylène soumis à des sollicitations de traction-torsion. Ils ont observé une surestimation de la limite d'endurance par rapport à une caractérisation classique. Les auteurs associent cette surestimation au fait que la température en fin de palier n'est pas toujours stabilisée et que les matériaux thermoplastiques sont sujets à plusieurs phénomènes dissipatifs. La caractérisation en fatigue par auto-échauffement pour les thermoplastiques doit donc être traitée différemment.

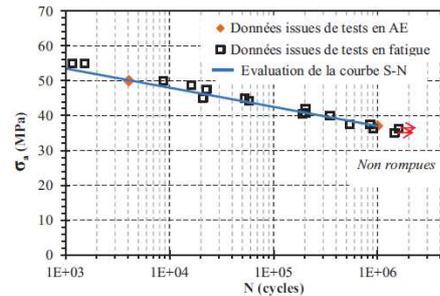
Jegou [55] a mis en place une méthode de caractérisation empirique sur un PA66GF50. Tout d'abord, les éprouvettes sont soumises à des blocs de chargements cycliques jusqu'à la stabilisation de la variation de température. Si celle-ci n'arrive pas à stabilisation, le bloc de chargement associé ne sera pas pris en compte. Ensuite, l'évaluation graphique de la limite d'endurance est réalisée à partir du graphique présentant la variation de température stabilisée en fonction du chargement cyclique (cf. Fig.2.8a). Le seuil évalué est associé à l'apparition de mécanismes irréversibles au sein du matériau tel que l'endommagement et la plasticité. La différence par rapport aux matériaux métalliques est que la limite d'endurance associée à ce seuil correspond à une endurance limitée à 10^6 cycles (et non plus la limite d'endurance absolue). L'auteur propose également d'utiliser la limite d'endurance évaluée et un essai de fatigue à faible durée de vie (dernier palier de l'essai d'auto-échauffement) pour identifier la courbe de Wöhler du matériau via un modèle (ou critère) en loi puissance, tel que :

$$\Delta^* N^b = C. \quad (2.39)$$

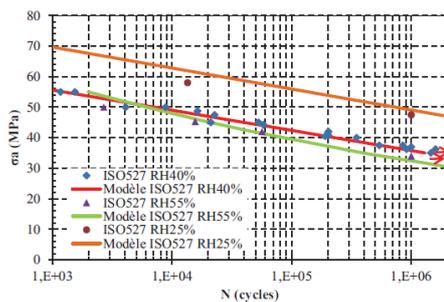
Où N est la durée de vie et C et b sont les paramètres à identifier. La figure 2.8b montre que la méthode donne des résultats satisfaisants par rapport à des essais de fatigue classiques. L'auteur montre, par exemple, qu'avec le dépouillement proposé, il est possible de prédire le comportement en fatigue pour plusieurs teneurs en humidité, tel que montré sur la figure 2.8c. L'auteur a mis en évidence que lorsque les courbes de Wöhler sont tracées en fonction de l'énergie dissipée par cycle (calculée selon une approche 0D sur un état stationnaire) pour différentes géométries et teneurs en humidité, il y a une unification satisfaisante des courbes de fatigue (cf. Fig.2.8d).



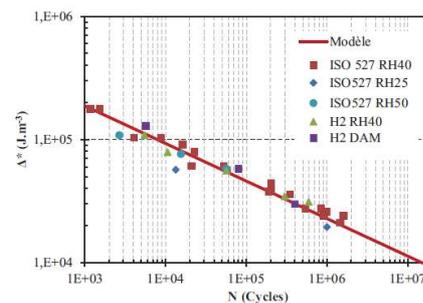
(a) Proposition de dépouillement « pragmatique » sur courbe d'auto échauffement (éprouvettes ISO527 RH40).



(b) Évaluation de la courbe S-N (courbe de Wöhler) à partir du dépouillement d'un essai d'auto-échauffement (éprouvettes ISO527 RH40).



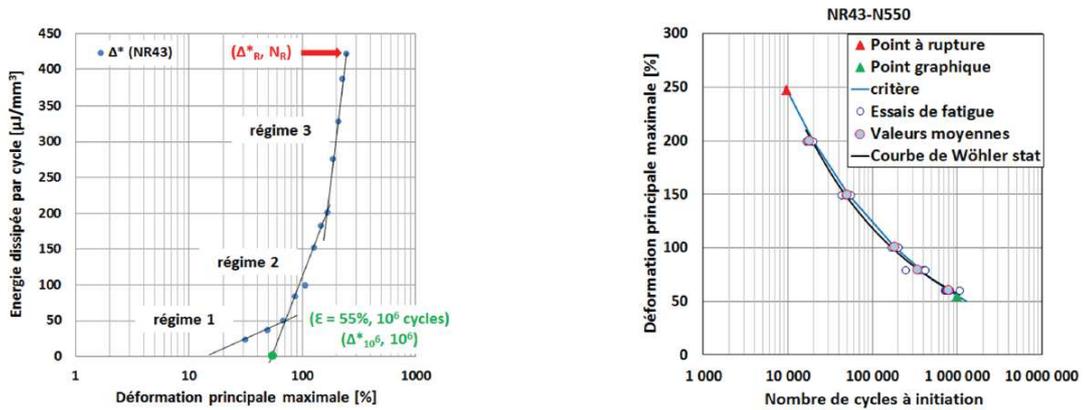
(c) Comparaison de la courbe prédite par l'essai d'auto-échauffement et les points issus des essais de fatigue pour différentes teneurs en humidité.



(d) Courbes de fatigue tracées en fonction de l'énergie dissipée par cycle pour deux géométries et plusieurs teneurs en humidité.

FIGURE 2.8 – Identification empirique de la courbe de Wöhler pour un PA66GF50, à température ambiante, $R=0$ et $f=1\text{Hz}$. D'après Jegou [55].

Dans le cadre des élastomères, l'approche empirique a été utilisée dans les travaux de Masquelier [82]. Par exemple, pour un caoutchouc naturel chargé de noir de carbone (référence NR43-N550), un essai d'auto-échauffement est réalisé et l'énergie dissipée par cycle est calculée pour chaque bloc de chargement (approche 0D sur un état transitoire). L'auteur identifie trois régimes dans le graphique présentant l'énergie dissipée par cycle en fonction de la déformation maximale de chaque bloc de chargement (piloté en déplacement), tel que présenté sur la figure 2.9a. L'auteur utilise l'intersection du deuxième régime avec l'axe des abscisses pour estimer le niveau de déformation qui mène à la rupture après 10^6 cycles. En utilisant également le point de fatigue donné par le dernier bloc de chargement, l'identification de la courbe de fatigue est réalisée avec le critère de l'équation 2.39. Les résultats issus de ce dépouillement sont très satisfaisants (cf. Fig.2.9b).



(a) Régimes observés et dépouillement graphique. (b) Courbe prédite par l'essai d'auto-échauffement.

FIGURE 2.9 – Identification empirique de la courbe de Wöhler pour le cas d'un élastomère (NR43-N550). D'après Masquelier [82].

Approches avec population de défauts

Dans cette partie seront montrés quelques travaux sur la caractérisation des propriétés en fatigue basés sur l'auto-échauffement en tenant compte de l'apparition de défauts au sein du matériau, induits par le chargement cyclique. Cette approche permet, entre autres, d'évaluer la dispersion des résultats en fatigue. Il existe deux façons de mettre en place cette approche. La première consiste à postuler la population des défauts et à modéliser le processus d'apparition. La deuxième consiste à mesurer la population de défauts et à établir sa dépendance en fonction du chargement cyclique.

La première approche qui postule la population de défauts, dans le cadre des matériaux métalliques, est celle de Doudard [32]. Il propose un modèle à deux échelles qui cherche à prendre en compte l'activation de la microplasticité lors des essais de fatigue. Celle-ci est vue comme une inclusion qui apparait noyée dans une matrice qui reste élastique. Le volume élémentaire représentatif (VER) de l'inclusion est illustré sur la figure 2.10a. Le VER du modèle considéré est donc constitué d'une matrice élastique et d'une population d'inclusions élasto-plastiques (appelées sites actifs), tel que illustré sur la figure 2.10b. La population d'inclusions dépend du niveau de chargement considéré. L'auteur suppose que le centre des sites actifs suit un processus ponctuel de Poisson. Pour évaluer l'endurance du matériau, il fait l'hypothèse que la rupture a lieu dès qu'un site est actif. L'intensité du processus, notée λ_p , représente la densité moyenne de sites actifs. L'auteur suppose que cette densité suit une loi puissance (pour cet exemple les contraintes sont homogènes, uniaxiales et la contrainte moyenne est nulle) telle que :

$$\lambda_p = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\sigma_a}{S_0} \right)^m. \quad (2.40)$$

Où σ_a est l'amplitude de contrainte, V_0 est un facteur d'échelle et S_0 et m sont les paramètres du

modèle. L'auteur peut donc évaluer la probabilité de rupture, notée P_F , comme suit :

$$P_F = 1 - \exp(-V\lambda_p). \quad (2.41)$$

Où V est le volume de la zone utile de l'éprouvette. A partir de cette probabilité, il est possible de définir la limite d'endurance moyenne et son écart type associé, qui ne dépend que des paramètres du modèle. Avec les ingrédients du modèle, l'auteur relie l'évolution de la variation de température stabilisée à l'amplitude de contrainte par :

$$\bar{\theta} = \frac{\eta V_0}{(m+1)(m+2)} \frac{\sigma_a^{m+2}}{V_0 S_0^m}. \quad (2.42)$$

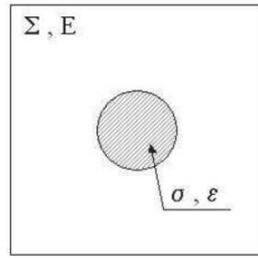
Ce qui donne finalement trois paramètres, ηV_0 , m et $V_0 S_0^m$ à identifier. Les deux premiers le sont à partir de la courbe d'auto-échauffement par ajustement de courbe tel que montré sur la figure 2.10c. Le troisième est identifiée à partir de l'évaluation empirique de la limite d'endurance (cf. Fig.2.7c), laquelle est associée à une $P_F = 50\%$. Pour définir l'endurance limitée, un critère énergétique est utilisé, basé sur une énergie dissipée critique au-delà de laquelle la rupture se produit. Ceci permet de relier la durée de vie en fatigue N à l'amplitude de contrainte comme suit :

$$A = N \langle \sigma_a - \bar{\sigma}_\infty(P_F) \rangle \bar{\sigma}_\infty(P_F). \quad (2.43)$$

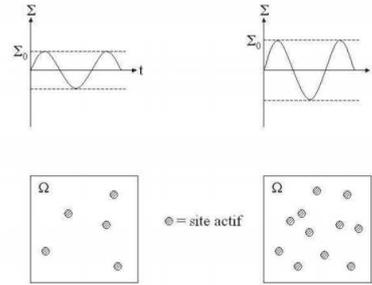
Où A est un paramètre matériau et $\bar{\sigma}_\infty(P_F)$ est la limite d'endurance pour une probabilité de rupture donnée. Ce critère énergétique permet donc de tracer les courbes de Wöhler en fonction de la probabilité de rupture tel que montré sur la figure 2.10d.

Munier [89] a légèrement modifié le modèle probabiliste à deux échelles de manière à ce que le comportement de la matrice soit aussi considéré comme élasto-plastique. Ce changement a permis de mieux décrire la courbe d'auto-échauffement. En effet, au lieu de dire qu'il y a un seuil d'activation, il est possible de prendre en compte un premier régime de comportement pour des faibles amplitudes de contrainte et un deuxième régime pour des grandes amplitudes de contrainte (ce qui est observé expérimentalement). La limite d'endurance peut alors être associée à la transition entre les régimes, tel que montré sur la figure 2.11a (graphique montré en échelle logarithmique pour mieux apprécier les régimes). Cette modification permet, entre autres, de prendre en compte une pré-déformation plastique du matériau. L'auteur a observé que la transition entre les régimes évolue avec le niveau de pré-déformation plastique. L'exemple présenté sur la figure 2.11 illustre la mise en place du critère et sa comparaison par rapport à une caractérisation classique.

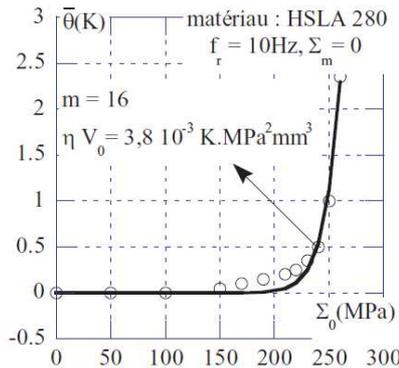
2.2. Caractérisation rapide des propriétés en fatigue



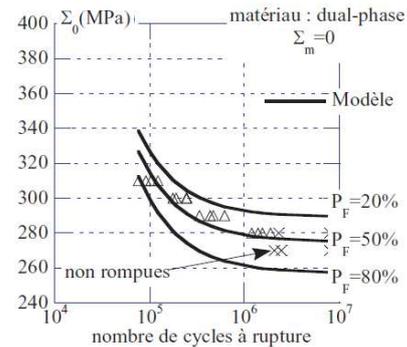
(a) VER pour la modélisation de l'inclusion élasto-plastique et la matrice élastique.



(b) VER pour un ensemble d'inclusions dans une matrice élastique.

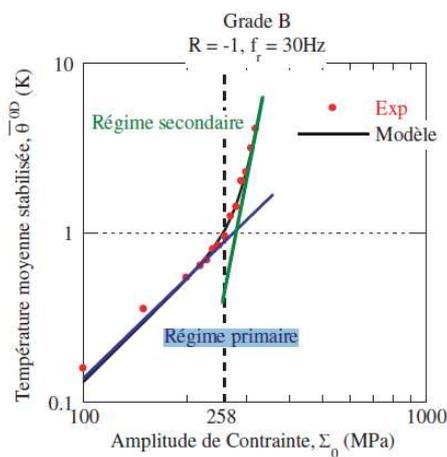


(c) Identification des paramètres du modèle probabiliste sur la courbe d'auto-échauffement.

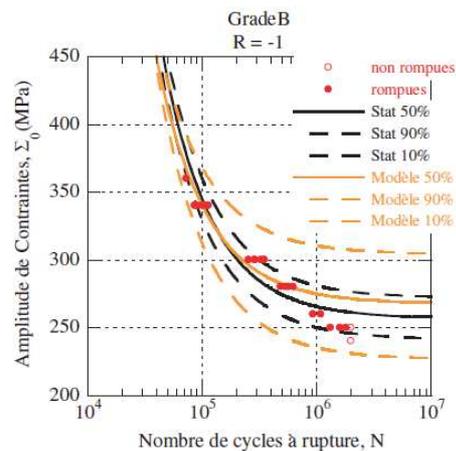


(d) Prédiction du comportement en fatigue à grand nombre de cycles.

FIGURE 2.10 – Modèle probabiliste à deux échelles. D'après Doudard [32].



(a) Courbe d'auto-échauffement en échelle logarithmique et transition entre les deux régimes.



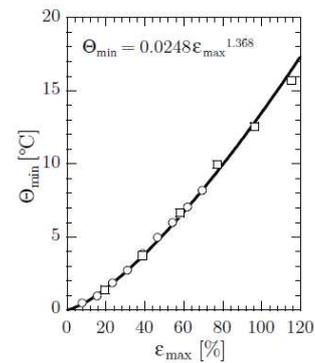
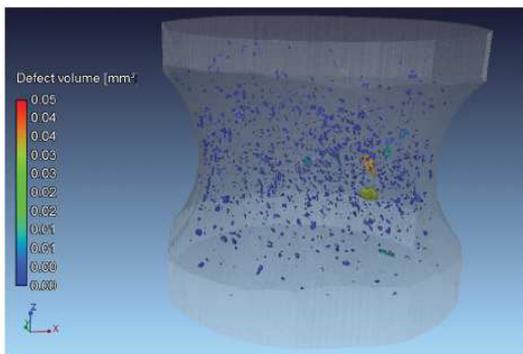
(b) Courbe de Wöhler montrant la différence obtenue entre la caractérisation classique et la caractérisation par auto-échauffement.

FIGURE 2.11 – Caractérisation en fatigue (modèle probabiliste) avec prise en compte de la transitions de régimes. D'après Munier [89].

La première approche qui associe des mesures énergétiques à l'évolution de la population de défauts dans le cadre des matériaux élastomères est celle de Le Saux [68]. L'auto-échauffement des élastomères est associé à plusieurs phénomènes de dissipation. Contrairement aux métaux,

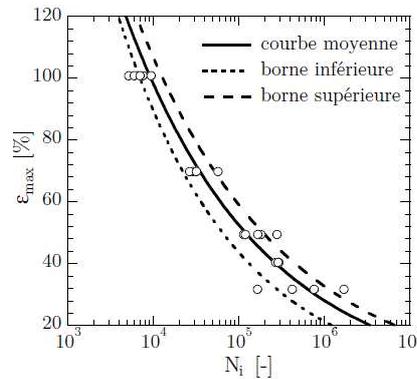
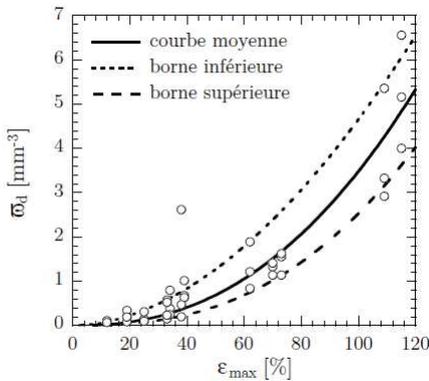
la fatigue est pilotée par plusieurs mécanismes. L'auteur propose d'enrichir l'analyse en considérant également l'évolution de la microstructure pendant les chargements cycliques pour faire le lien entre l'auto-échauffement et les propriétés en fatigue. Ainsi, il met en place un critère énergétique basé sur l'idée que, quelles que soient les conditions de chargement mécanique, il existe une énergie dissipée critique associée aux mécanismes d'endommagement par fatigue, notée E_D , pouvant être considérée comme une propriété intrinsèque du matériau. Elle peut être définie comme le cumul de l'énergie dissipée par cycle due aux mécanismes de fatigue $E_{diss,f}$ jusqu'à l'amorçage d'une fissure de fatigue au cycle N_i . C'est-à-dire :

$$E_D = \sum_{N=1}^{N_i} E_{diss,f}(N). \tag{2.44}$$



(a) Exemple de cartographie de cavités obtenues par micro-tomographie aux rayons X pour une condition de chargement donnée.

(b) Variation de température stabilisée en fonction de la déformation maximale.



(c) Identification de la dispersion des densités de population de défauts.

(d) Estimation de la dispersion observée en fatigue.

FIGURE 2.12 – Approche de caractérisation en fatigue avec populations de défauts mesurée (matériau : polychloroprène). D'après Le Saux [68].

$E_{diss,f}$ ne peut pas être évaluée directement, et l'auteur propose de la relier à l'énergie totale dissipée par cycle E_{diss} , à la densité volumique de défauts ω_d et au volume considéré V tel que :

$$E_{diss,f} = AV E_{diss}(\epsilon_{max}) \omega_d(\epsilon_{max}, N) \tag{2.45}$$

2.2. Caractérisation rapide des propriétés en fatigue

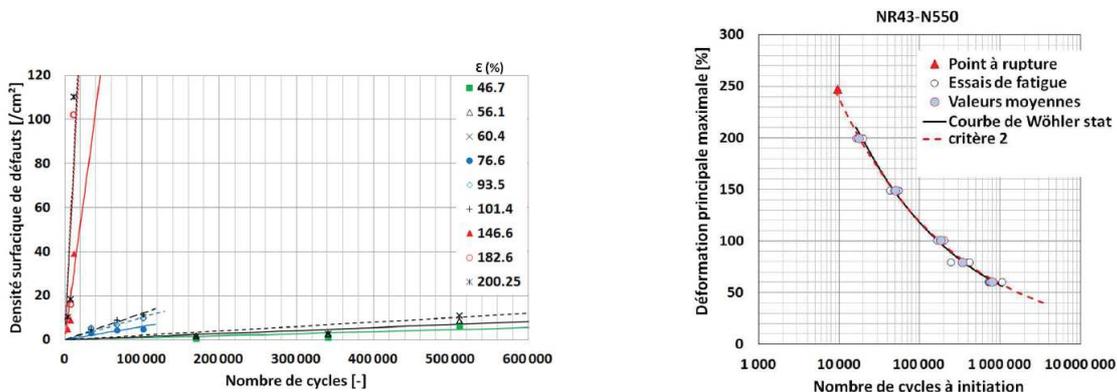
avec A un paramètre matériau, $E_{diss}(\epsilon_{max})$ l'énergie dissipée par cycle en fonction de la déformation maximale imposée et $\omega_d(\epsilon_{max}, N)$ la densité volumique de défauts en fonction de la déformation maximale imposée et du cycle. L'auteur utilise le modèle énergétique de Le Chenadec *et al.* [67] pour évaluer l'énergie dissipée par cycle, laquelle dépend linéairement de la variation de température stabilisée de chaque bloc de chargement lors d'un essai d'auto-échauffement. Le matériau considéré est un polychloroprène, la densité volumique de défauts est évaluée grâce à des mesures tomographiques (cf. Fig.2.12a). L'auteur montre que ω_d atteint une valeur stabilisée en fonction du chargement mécanique pour un nombre de cycles de l'ordre de 10% de la durée de vie, Nous avons alors :

$$E_D = ABV\bar{\theta}(\epsilon_{max}) N_i \omega_d(\epsilon_{max}) \quad (2.46)$$

avec B un paramètre matériau, $\bar{\theta}(\epsilon_{max})$ la variation de température stabilisée en fonction de la déformation maximale imposée et $\omega_d(\epsilon_{max})$ la densité volumique de défauts en fonction de la déformation maximale imposée lorsque la durée de vie est de l'ordre de 10%. Donc, il est possible d'écrire que :

$$\bar{\theta}(\epsilon_{max}) N_i \omega_d(\epsilon_{max}) = \frac{E_D}{ABV} = C. \quad (2.47)$$

Avec C une constante. L'équation 2.47 permet donc de connaître la relation entre la durée de vie et la déformation maximale imposée si nous connaissons la constante C et les évolutions de $\bar{\theta}(\epsilon_{max})$ et $\omega_d(\epsilon_{max})$. La figure 2.12 montre les données relatives à l'identification et la mise en place de l'approche pour le matériau considéré. Notons que la dispersion en fatigue est reliée à la dispersion de la densité volumique de défauts. Le principal avantage de cette approche est qu'elle ne nécessite pas de dépouillement à seuil et donc pas d'hypothèse forte sur ce point. Cependant, ses limites résident dans le temps nécessaire à l'acquisition et au traitement des données tomographiques qui peuvent s'avérer très importants.



(a) Évolution de la densité surfacique de défauts en fonction du nombre de cycles pour chaque niveau de déformation locale.

(b) Prédications avec l'approche proposée.

FIGURE 2.13 – Approche de caractérisation en fatigue avec prise en compte de l'évolution de la populations de défauts (matériau : NR43-N550). D'après Masquelier [82].

Masquelier [82] a proposé une méthode de caractérisation inspirée de la méthode de Le Saux [68] avec une modification liée au fait que pour ses matériaux (par exemple le NR43-N550 déjà évoqué), la densité de défauts volumiques évolue pendant les chargements de fatigue. La figure 2.13a montre l'évolution de la densité volumique de défauts pour différents niveaux de déformation imposée (déformation locale de la zone d'amorçage). Notons que pour chaque niveau de déformation, l'évolution de la densité semble être linéaire par rapport au nombre de cycles. L'auteur propose donc d'écrire la densité volumique de défauts comme suit :

$$\omega_d(\varepsilon, N) = K(\varepsilon) N. \quad (2.48)$$

Où $K(\varepsilon)$ est une fonction à mesurer décrivant la pente entre l'évolution de $\omega_d(\varepsilon, N)$ et N pour chaque niveau de déformation. En intégrant sur le nombre de cycles à initiation, l'auteur arrive à montrer que la relation entre la durée de vie et la déformation imposée est donnée par :

$$\Delta^*(\varepsilon) K(\varepsilon) \frac{N_i^2}{2} = C. \quad (2.49)$$

Où $\Delta^*(\varepsilon)$ est l'énergie dissipée par cycle en fonction de la déformation imposée et C est une constante liée au matériau. La figure 2.13b permet de constater une excellente corrélation entre les prédictions de la méthode et les essais de fatigue.

2.2.3 Extension à l'analyse de champs de dissipation

Dans le cadre des thermoplastiques renforcés de fibres de verre courtes, Jegou [55] a réalisé la caractérisation en fatigue à partir d'essais d'auto-échauffement sur les éprouvettes présentées sur la figure 2.5. Ce sont des éprouvettes injectées présentant des hétérogénéités dans l'orientation des fibres dues au remplissage complexe entraîné par l'ajourage central de 10mm, appelées KT2.5 (parce que la concentration de contraintes est de 2.5). L'orientation locale des fibres et la concentration de contraintes due à l'ajourage entraînent donc une dissipation hétérogène pendant un chargement cyclique. La figure 2.14 montre les champs de température pendant un palier de fatigue jusqu'à rupture pour différents pourcentages de la durée de vie. Nous pouvons apprécier la forte hétérogénéité et aussi la localisation de la rupture (appelée « point chaud »). Le point chaud est la signature thermique d'un endommagement localisé, influencé par la concentration de contraintes et l'orientation locale des fibres. L'auteur s'appuie sur ces champs de température pour calculer l'énergie dissipée par cycle au niveau du point chaud qui est la zone d'initiation en fatigue. Le calcul de l'énergie dissipée par cycle est basé sur une approche 0D sur un état transitoire, car cette approche permet de négliger la conduction et la diffusion thermique. L'évolution de la température moyennée sur le point chaud peut donc être reliée directement à l'énergie locale dissipée par cycle avec l'équation 2.38. L'auteur applique une approche d'identification empirique de la limite d'endurance à 10^6 cycles sur le graphique présentant l'énergie locale dissipée par cycle pour chaque niveau de chargement cyclique (cf. Fig.2.15a). Cette prédiction est bien corrélée à des essais de fatigue classiques tel que montré sur la figure 2.15b. Ces résultats montrent que la dissipation locale de la zone de rupture (identifiée à l'aide des champs de température) semble représentative pour caractériser

le comportement en fatigue de l'éprouvette de structure. Ceci ouvre la porte aux analyses des champs de dissipation pour l'étude d'autres cas d'éprouvettes complexes et des pièces utilisées dans l'industrie automobile.

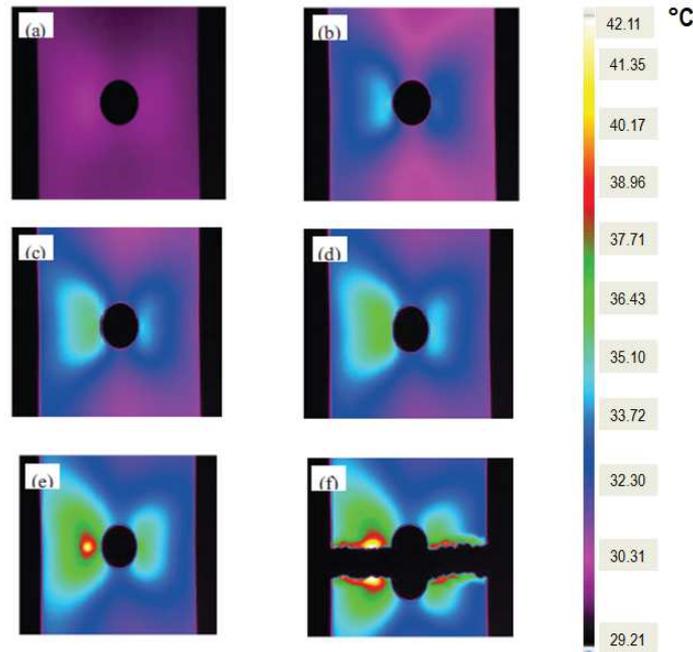
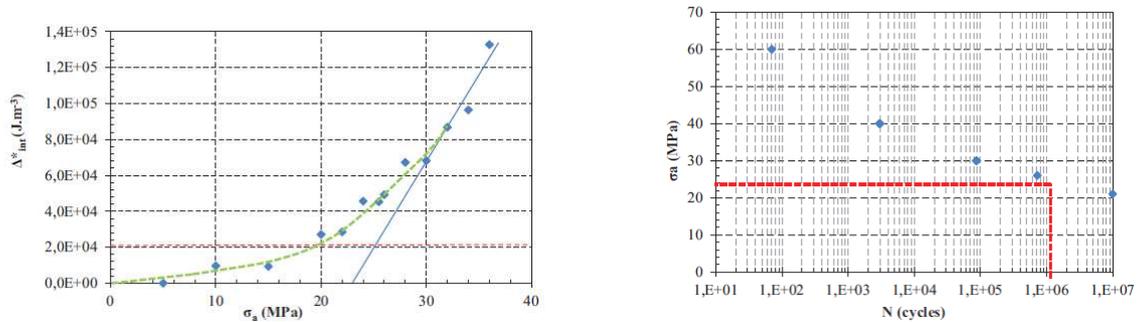


FIGURE 2.14 – Évolution des champs de température sur éprouvette de structure KT2.5 (matériau : PA66GF35 RH50) au cours du dernier palier d'auto-échauffement (amplitude de contrainte 40 MPa) et détection du point chaud entraînant la rupture finale : (a) 0% du palier, (b) 33% du palier, (c) 50% du palier, (d) 66% du palier, (e) 99% du palier et (f) rupture finale. D'après Jegou [55].



(a) Évaluation de l'énergie dissipée par cycle pour l'éprouvette KT2.5 sur la zone du point chaud (à gauche du trou) et évaluation empirique de la limite d'endurance.

(b) Essais de fatigue sur éprouvettes KT2.5 à température ambiante et estimation de la limite d'endurance à $N=10^6$ cycles (pointillés rouges).

FIGURE 2.15 – Caractérisation en fatigue de l'éprouvette KT2.5 à partir de l'énergie dissipée par cycle calculée sur la zone de rupture, PA66GF35, R=0 et RH50. D'après Jegou [55].

2.3 Choix d'outils et questions abordées

Dans le cadre de cette thèse, nous cherchons des approches permettant une caractérisation en fatigue rapide et prenant en compte les gradients mécaniques engendrés par des états

d'orientation des fibres complexes ou par des accidents géométriques. Nous cherchons aussi une variable intrinsèque du matériau pour pouvoir comparer des caractéristiques différentes en termes de conditionnement, géométrie, orientation et fréquence de chargement. Les approches permettant le calcul de l'énergie dissipée par cycle sur un état transitoire s'avèrent donc adaptées aux problématiques puisque :

- l'énergie dissipée par cycle est une variable intrinsèque du matériau ;
- le calcul sur un état transitoire donne accès au champ d'énergie dissipée par cycle (ou bien à son estimation locale), ce qui permet de décrire les gradients de réponse mécanique ;
- le calcul de l'énergie dissipée par cycle à partir des mesures thermiques peut être réalisé rapidement.

Pour faire le lien entre l'énergie dissipée par cycle et le comportement en fatigue, les approches empiriques seront retenues. En effet, le modèle de comportement du matériau est en cours de développement chez d'autres partenaires du projet DURAFIP. Même si dans le cadre des thermoplastiques renforcés il y a plusieurs mécanismes de dissipation, il est possible d'identifier des régimes de comportement dans le but de détecter le seuil d'activation des mécanismes de fatigue. Idéalement, un modèle de comportement assez riche permettrait de connaître les seuils d'activation. Les champs de température permettent de détecter les zones d'initiation en fatigue (points chauds), il est donc possible de calculer l'énergie dissipée par cycle à l'endroit précis de l'initiation.

Diverses questions seront abordées concernant les outils de caractérisation en fatigue retenus :

- quelle sera l'évolution du critère de fatigue pour divers états d'orientation, de conditionnement et de chargement ?
- est-ce qu'un critère de fatigue basé sur l'énergie dissipée par cycle peut prendre en compte l'histoire de chargement ?
- est-ce qu'un critère de fatigue basé sur l'énergie dissipée par cycle permet de faire le passage entre l'éprouvette et la structure ?
- est-ce que le champ d'énergie dissipée par cycle est aussi un champ de durée de vie en fatigue ?